

rechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 1 c als Histogramm aufgetragen. Die glatte Kurve in dieser Abbildung gibt den von BARBER et al.⁸ publizierten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ an. Dieser wurde von den genannten Autoren durch Messung der induzierten C^{11} -Aktivität in Abhängigkeit von der Bremsspektrumsendenergie ermittelt. Die beiden Wirkungsquerschnitte stimmen im Verlauf und in ihren Absolutwerten gut überein. Daraus kann geschlossen werden, daß bei der $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ -Reaktion in dem betrachteten Energiebereich gemäß der oben gemachten Annahme vornehmlich Übergänge zum Grundzustand des Folgekerns stattfinden. Nach BARBER und DODGE⁹ und GOVE et al.¹⁰ gilt bei Anregungsenergien unterhalb von 25 MeV dasselbe auch für die $C^{12}(\gamma, p)B^{11}$ -Reaktion. Ein Vergleich unseres $C^{12}(\gamma, n_0)C^{11}$ -Wirkungsquerschnittes mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt für die (γ, p_0) -Reaktion am C^{12} -Kern^{9, 11, 12} zeigt, daß diese Wirkungsquerschnitte innerhalb ihrer Fehlergrenzen übereinstimmen.

Die Ergebnisse für den O^{16} -Kern sind in Abb. 2 dargestellt. Die mit a und b bezeichneten Histogramme sind Neutronenspektren aus zwei unabhängigen Messungen. Man erkennt zwei ausgeprägte Maxima bei Neutronenenergien von etwa 6,5 MeV und 8,5 MeV. Auf Grund der verbesserten statistischen Genauigkeit unserer Meßwerte gegenüber den mit Kernemulsionen erhaltenen Daten von MILONE und RUBBINO¹³ kann diese schon von den genannten Autoren gefundene Struktur damit als gesichert gelten. In gleicher Weise wie im Fall der $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ -Reaktion wurde unter Benutzung der von MILONE und RUBBINO¹³ gemessenen Winkelver-

teilung der Photoneutronen der Bruchteil der Neutronen abgeschätzt, die mit einer Energie unterhalb von 4 MeV emittiert werden. Zu diesem Zweck wurde die Ausbeute an Photoneutronen $Y_n(E_n > 4 \text{ MeV})$ mit der Ausbeute Y_{15} der $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ -Reaktion, welche von BRIX et al.¹⁴ ermittelt wurde, verglichen¹⁵. Man erhält

$$Y(E_n > 4 \text{ MeV})/Y_{15} = (0,95 \pm 0,25).$$

Dies bedeutet, daß sicher weniger als 30% aller Neutronen mit Energien unterhalb von 4 MeV emittiert werden. Nimmt man wieder an, daß auch bei der $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ -Reaktion der O^{15} -Kern stets im Grundzustand zurückbleibt, so läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die $O^{15}(\gamma, n_0)$ -Reaktion aus dem gemessenen Neutronenspektrum ableiten. Das Ergebnis ist in Abb. 2 c gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt stimmt im Verlauf und in seinem Absolutwert innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wirkungsquerschnitt für die $O^{16}(\gamma, p_0)N^{15}$ -Reaktion überein, wie sich aus einem Vergleich des in Abb. 2 c aufgetragenen Wirkungsquerschnitts mit dem Wirkungsquerschnitt von BARBER und DODGE⁹ und von SCHECHTER¹⁶ für die (γ, p_0) -Reaktion am O^{16} ergibt. Beide Wirkungsquerschnitte sind durch ausgeprägte Resonanzmaxima bei Anregungsenergien des O^{16} -Kerns von etwa 22,2 MeV und 24,5 MeV gekennzeichnet. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen von ELLIOT und FLOWERS¹⁷, BROWN et al.^{18, 19} und SAWICKY²⁰.

Das Bundesministerium für Atomkernenergie und die Deutsche Forschungsgemeinschaft haben diese Arbeit durch Bereitstellung von Mitteln und Apparaten wesentlich gefördert.

⁸ W. C. BARBER, W. D. GEORGE u. D. D. REAGAN, Phys. Rev. **98**, 73 [1955].

⁹ W. R. DODGE u. W. C. BARBER, private Mitteilung, wird in Phys. Rev. veröffentlicht.

¹⁰ H. E. GOVE, A. E. LITHERLAND u. R. BATCHELOR, Nucl. Phys. **26**, 480 [1961].

¹¹ K. O. HERMANN, Diplomarbeit, Heidelberg 1962.

¹² J. ZIMMERER, Diplomarbeit, Heidelberg 1962.

¹³ C. MILONE u. A. RUBBINO, Nuovo Cim. **13**, 1035 [1959].

¹⁴ P. BRIX, H. FUCHS, K. H. LINDENBERGER u. C. SALANDER, Z. Phys. **165**, 485 [1961].

¹⁵ Da BRIX et al. die Ausbeute Y_{15} bei einer Bremsspektrumsendenergie von 34 MeV bestimmt haben, wurde diese unter Benutzung der Aktivierungskurve von CARVER u. LOKAN (Aust. J. Phys. **30**, 312 [1957]) auf eine Endenergie von 31 MeV umgerechnet.

¹⁶ M. SCHECHTER, Diplomarbeit, Heidelberg 1962.

¹⁷ J. P. ELLIOT u. B. H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc., Lond. **242**, 57 [1957].

¹⁸ G. E. BROWN u. M. BOLSTERLI, Phys. Rev. Lett. **3**, 472 [1959].

¹⁹ G. E. BROWN, L. CASTILLEJO u. J. A. EVANS, Nucl. Phys. **22**, 1 [1961].

²⁰ J. SAWICKY u. T. SODA, Nucl. Phys. **28**, 270 [1961].

Teilchendifferenzierung mit KJ(Tl)-Szintillatoren

VON R. LANGKAU, H. NEUERT UND H. WALTER *

I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg

(Z. Naturforsch. **17 a**, 441–443 [1962]; eingegangen am 26. April 1962)

Die Untersuchungen über das Lumineszenzverhalten der bekannten anorganischen Szintillatoren NaJ(Tl),

KJ(Tl) und CsJ(Tl) gewannen neues Interesse, seit man fand, daß man mit diesen Kristallen Szintillationszähler bauen kann, die zwischen verschiedenen Teilchensorten zu unterscheiden vermögen. Diese Teilchendifferenzierung ist möglich auf Grund des unterschiedlichen zeitlichen Verlaufs der Lichtemission bei Anregung durch verschiedene Teilchenarten, also z. B. α -Teilchen, Protonen und γ -Quanten^{1–3}.

Von den drei obengenannten Szintillatoren ist unter

* Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung des Fachausschusses Kernphysik in Bad Pyrmont 1962.

¹ R. S. STOREY, W. JACK u. A. WARD, Proc. Phys. Soc., Lond. **72**, 1 [1958].

² M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforsch. **14 a**, 681 [1959].

³ R. B. OWEN, Nucleonics **17**, Nr. 9, 92 [1959].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

normalen Bedingungen das CsJ(Tl) für die Teilchendiskriminierung am geeignetsten. Es gibt bereits eine ganze Reihe von Beispielen, in denen das CsJ(Tl) zur Analyse eines Teilchengemisches, wie es etwa aus einer Kernreaktion stammt, erfolgreich angewandt wurde (s. Anm. 4-9 u. a.). Obwohl beim NaJ(Tl) die Unterschiede im Szintillationsverlauf für verschiedene Teilchensorten wesentlich geringer sind als beim CsJ(Tl), ist auch hier auf Grund der großen Lichtausbeute dieses Szintillators eine Teilchendiskriminierung bei Verwendung einer geeigneten elektronischen Apparatur möglich^{10, 11}.

Das KJ(Tl) war bisher wegen seiner unzureichenden Lichtausbeute nur durch ein umständliches photographisches Verfahren praktisch anwendbar^{4, 5}.

Es soll nun gezeigt werden, daß durch entsprechende Wahl der Tl-Konzentration und der Kristalltemperatur die Teilchendiskriminierungseigenschaften dieses Szintillators wesentlich verbessert werden können.

Zunächst bringt die Erhöhung des Tl-Gehalts auf 1 Mol-% eine Erhöhung der Lichtausbeute. Bei Steigerung der Kristalltemperatur über die Zimmertemperatur von etwa +20 °C hinaus ändert sich der zeitliche Verlauf der Szintillation in sehr komplizierter Weise, wie aus der Abb. 1 zu ersehen ist. Die drei Kurvenpaare zeigen das Abklingen der Szintillation für die Temperaturen +20, +150 und +250 °C jeweils bei Anregung durch Po- α -Teilchen und ThC''- γ -Quanten. Sie wurden erhalten durch graphische Differentiation des am Ausgang eines Multipliers an einer großen Zeitkonstante auftretenden Impulsverlaufs^{1, 12}. Die eingezeichneten Geraden deuten an, daß sich das Abklingen in großen Zeitintervallen annähernd durch einen exponentiellen Verlauf beschreiben läßt. Die bei +150 °C deutlich hervortretende lange Abklingkomponente von $\sim 1,3 \mu\text{sec}$ ist bei den anderen beiden Temperaturen nicht mehr zu beobachten oder in ihrer Intensität so gering, daß sie mit dem angewandten Meßverfahren nicht mehr erfaßt werden kann. Ein Vergleich der Kurven für +20 und +250 °C zeigt eine wesentliche Vergrößerung des Unterschieds im Szintillationsverlauf für α -Teilchen bzw. γ -Quanten.

Die praktische Anwendbarkeit des beobachteten Unterschieds zur Teilchendiskriminierung läßt sich mit den hierfür bereits üblich gewordenen Methoden demonstrieren¹³. Die folgenden Abbildungen wurden bei einer Temperatur von +250 °C und einer Tl-Konzentration von 1 Mol-% erhalten. Abb. 2 zeigt einen Vergleich der Amplitude des Stromimpulses $i(t)$, der auf die Ausgangselektrode des Photomultipliers trifft, mit

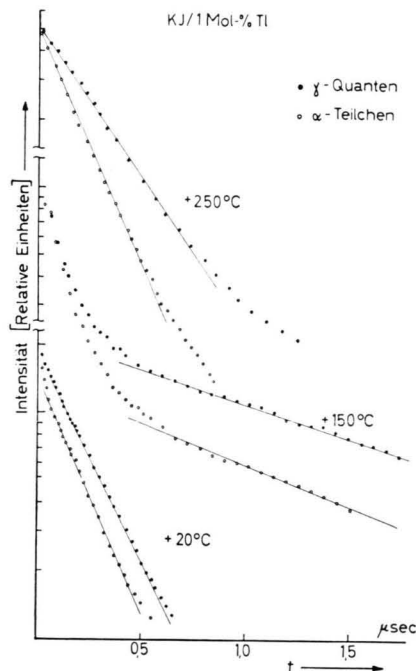


Abb. 1. Zeitlicher Verlauf des Szintillationsabklingens für KJ/1 Mol-% Tl bei verschiedenen Temperaturen.

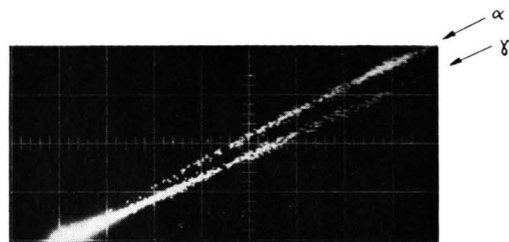


Abb. 2. Trennung von Po- α -Teilchen- und γ -Strahlungs-Impulsen in KJ/1 Mol-% Tl bei +250 °C.

der Gesamtladung Q , die im Impuls enthalten ist. Dazu wurden diese beiden Größen nach geeigneter Formung auf die Ablenkplattenpaare eines Oszillographen gegeben, so daß jede Szintillation als Punkt erscheint. Die zu einer bestimmten Teilchensorte gehörenden Leuchtpunkte liegen auf Geraden, deren Steigung durch die Abklingzeit der Szintillation bestimmt wird. Bei Anwendung der Differenzverstärkermethode¹³ erhält man

⁴ M. BORMANN, H. JEREMIE, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforsch. **15 a**, 200 [1960].

⁵ M. BORMANN, Dissertation, Hamburg 1962.

⁶ G. M. MARCAZZAN, E. MENICHELLA SAETTA u. F. TONOLINI, Nuovo Cim. **20**, 903 [1961].

⁷ M. BORMANN, R. LANGKAU u. H. NEUERT, Contribution G 3 to the Karlsruhe Photonuclear Conf. 1960.

⁸ H. G. DOSCH, E. FINCKE, K. H. LINDENBERGER, K. MAIER u. U. MEYER-BERKHOUT, Contribution P 1 to the Karlsruhe Photonuclear Conf. 1960.

⁹ R. L. BECKER, Phys. Rev. **119**, 1076 [1960].

¹⁰ M. FORTÉ, A. KONSTA u. C. MARANZANA, Contribution NE/59 to the Conf. on Nuclear Electronics, Belgrad 1961.

¹¹ P. G. BIZZETI, A. M. BIZZETI-SONA u. M. BOCCIOLINI, private Mitteilung.

¹² J. WARNCKE, Staatsexamensarbeit, Hamburg 1960.

¹³ M. BORMANN, R. LANGKAU, G. LINDSTRÖM, H. NEUERT u. J. WARNCKE, Nukleonik **3**, 85 [1961].

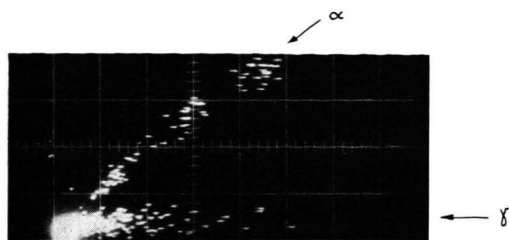


Abb. 3. Trennung von α -Teilchen und γ -Quanten mit der Differenzverstärker-Methode.

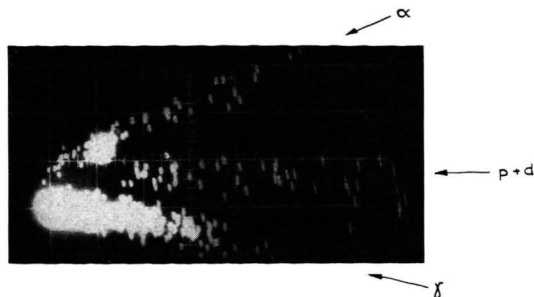


Abb. 4. Trennung von α -Teilchen, Protonen (und Deuteronen) und γ -Strahlung aus Beschuß von KJ mit 14 MeV-Neutronen.

Abb. 3. Man erkennt die Möglichkeit, durch einfache Impulshöhendiskriminierung die α -Teilchen von den γ -Quanten zu trennen.

Die Abb. 4 wurde während der Bestrahlung des Kristalls mit 14 MeV-Neutronen erhalten. Die durch Kernreaktionen mit den Elementen K und J im Szintillator selbst entstehenden α -Teilchen und Protonen sowie die durch unelastische Streuung der Neutronen im Kristall und im umgebenden Material auftretenden γ -Quanten

sind deutlich voneinander getrennt. (Die starke Anhäufung von α -Teilchen rührt von einem zusätzlichen Po- α -Präparat her.)

Eine ausführlichere Darstellung der Untersuchungen über die Szintillationsvorgänge erfolgt an anderer Stelle.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft haben wir für die Unterstützung dieser Arbeit zu danken.

Gitterkonstantenänderung bei Farbzentrenbildung in neutronenbestrahltem Lithiumfluorid

VON HANS PEISL UND WILHELM WAIDELICH

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 17 a, 443–445 [1962]; eingegangen am 7. April 1962)

Im Zusammenhang mit Untersuchungen von Gitterstörungen in LiF bei Reaktorbestrahlung* wurde die Konzentration von Farbzentren nach Neutronenbeschuß bestimmt. Im wesentlichen wurden F- und M-Zentren beobachtet (Abb. 1). Zugleich wurde die Änderung der

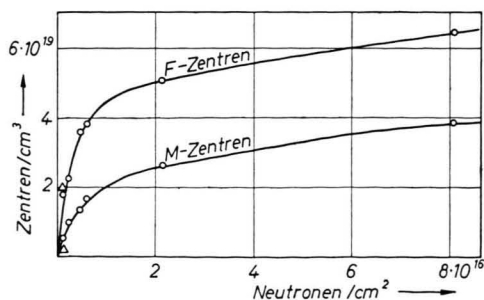


Abb. 1. Farbzentrenkonzentration nach Neutronenbeschuß.

Gitterkonstanten der LiF-Kristalle gemessen (Abb. 2). In Abb. 3 wurde nun die relative Änderung der Gitterkonstanten in Abhängigkeit von der relativen Farbzentrenkonzentration (bezogen auf die gesamte An-

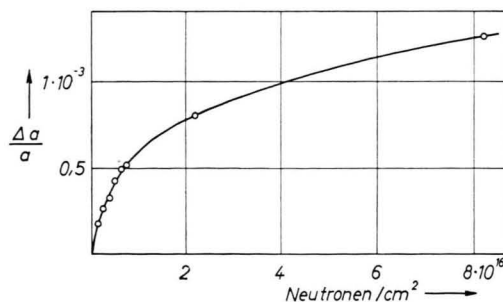


Abb. 2. Relative Gitterkonstantenänderung $\Delta a/a$ nach Neutronenbeschuß.

ionenkonzentration im Kristall) dargestellt. Dabei wurde nicht entschieden, ob die Gitterstörung durch ein M-Zentrum (nach neuester Auffassung^{1,2} zwei benachbarte F-Zentren) so groß ist, wie die durch ein oder durch zwei F-Zentren verursachte (Kurve 1 und Kurve 2). Die gewonnenen Kurven lassen sich jeweils

* Die Bestrahlung mit Neutronen wurde dankenswerterweise vom Forschungsreaktor München-Garching durchgeführt.

¹ H. PICK, Z. Phys. 159, 69 [1960].

² B. J. FARADAY, H. RABIN u. W. D. COMPTON, Phys. Rev. Letters 7, 57 [1961].